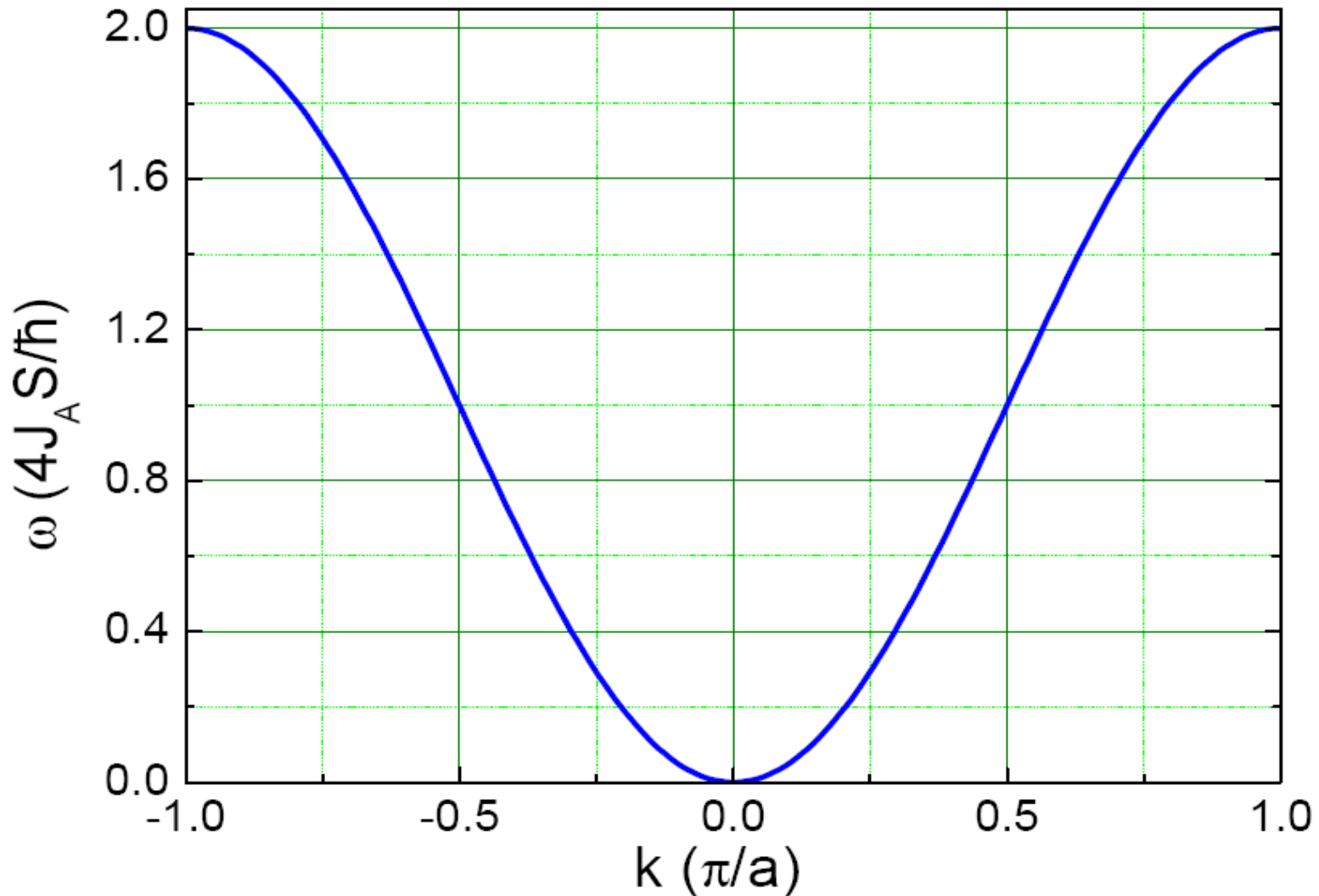
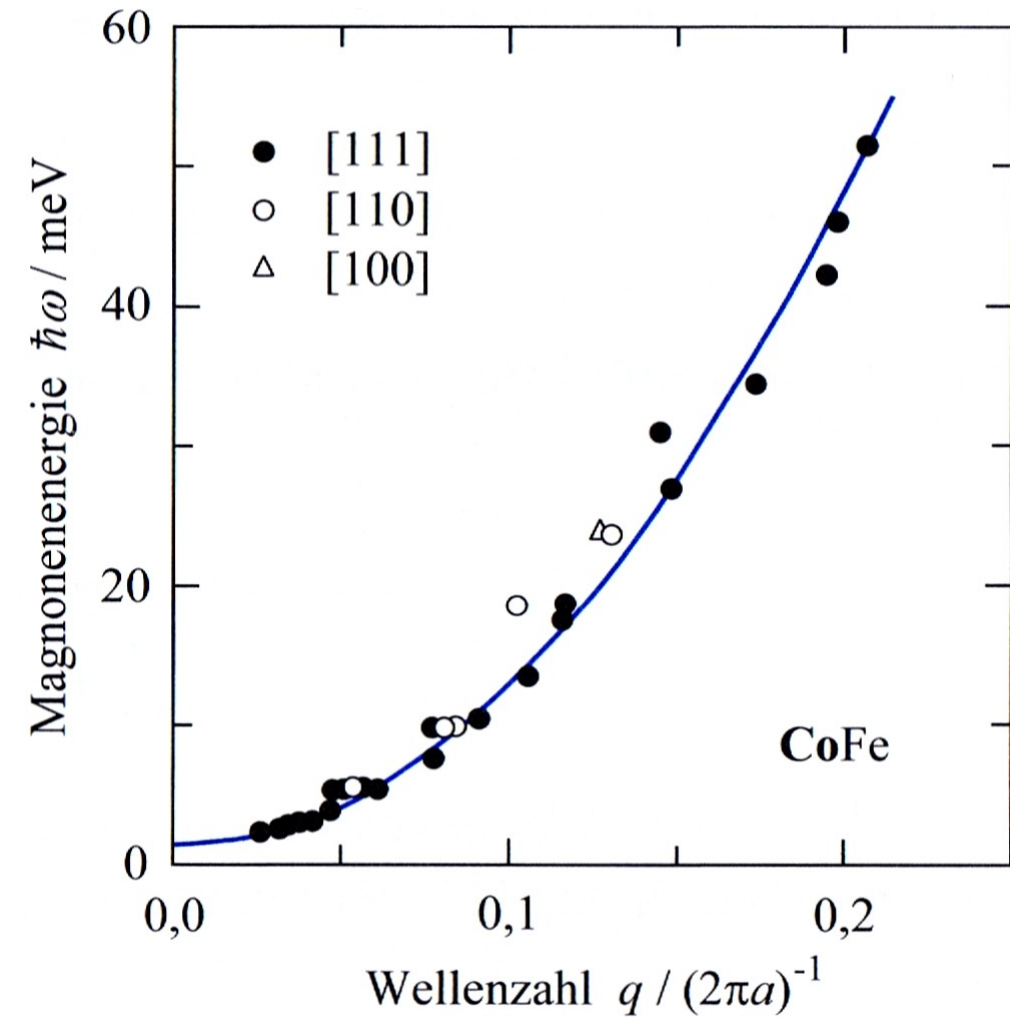


# Dispersion ferromagnetischer Spinwellen

in einer 1D Spinkette,  $B_{\text{ext}} = 0$





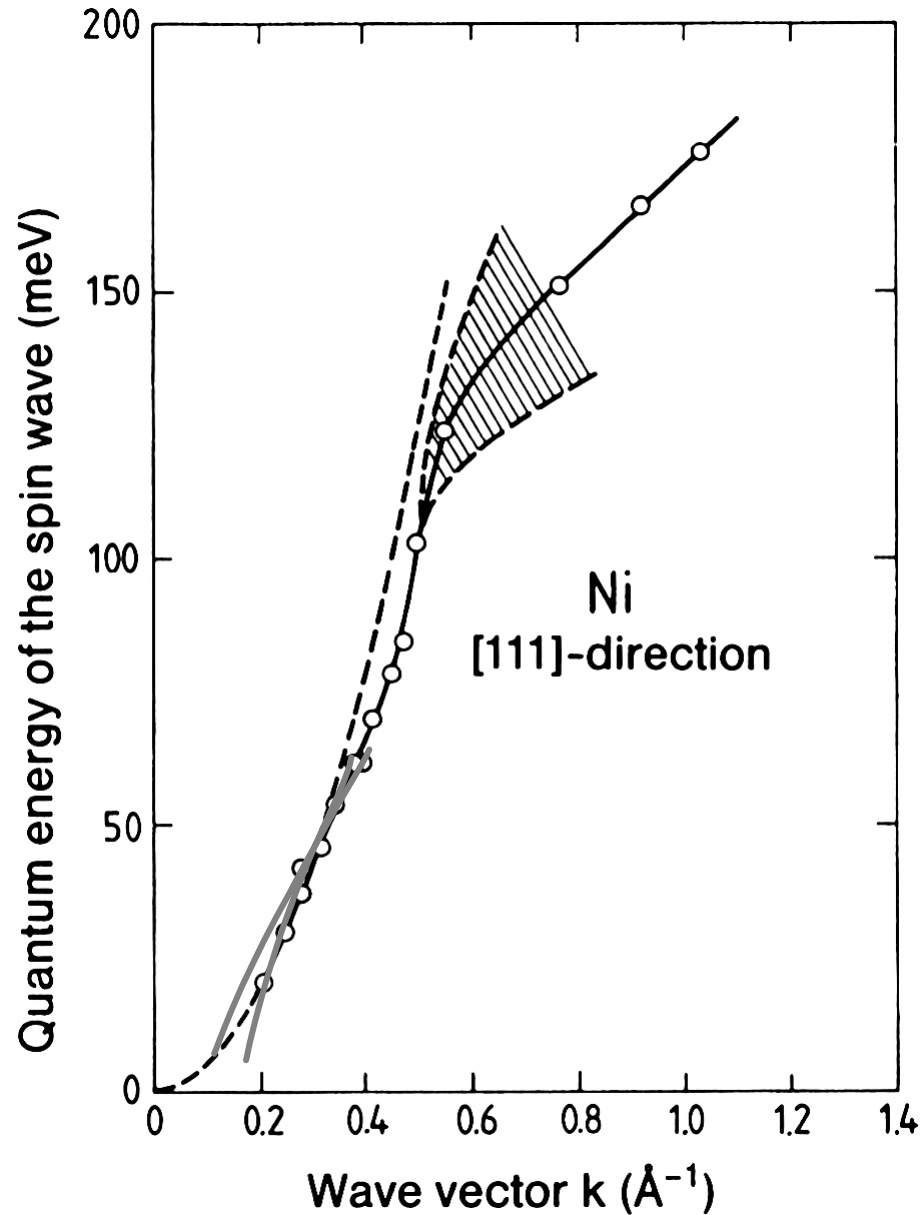
**Bild 12.13:** Magnonendispersionskurve von Kobalt legiert mit 8% Fe. Wie erwartet verläuft die Dispersionskurve parabelförmig. Die Lücke bei kleinen Energien beruht auf der Anisotropie der Austauschwechselwirkung. (Nach R.N. Sinclair, B.N. Brockhouse, Phys. Rev. **120** 1638 (1960).

Das passt zu Messergebnissen von...

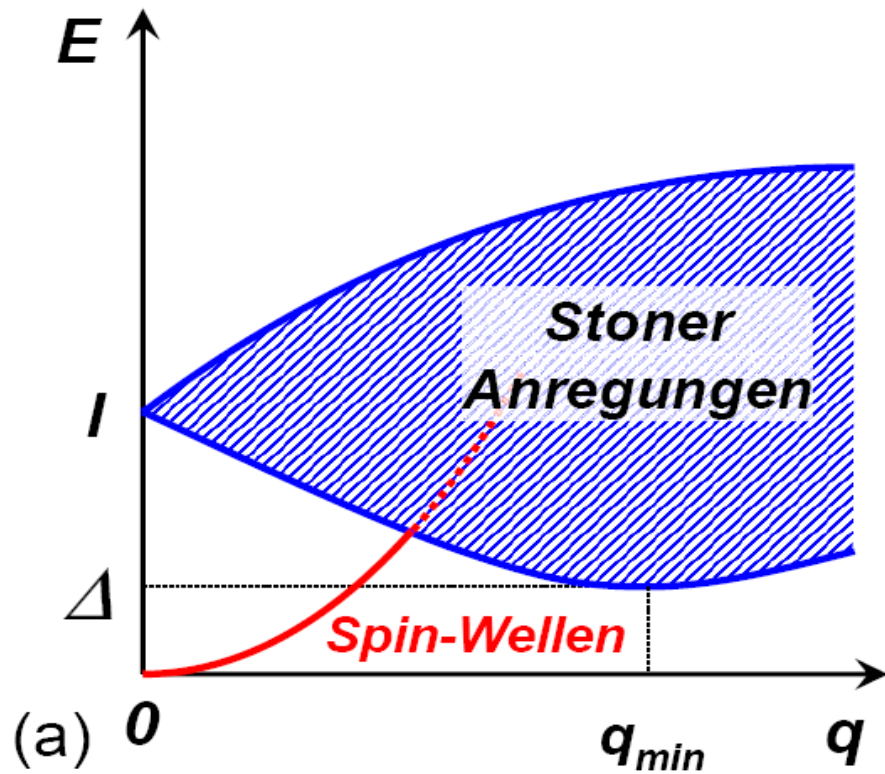
- inelastischer Neutronenstreuung

- Brillouin-Lichtstreuung

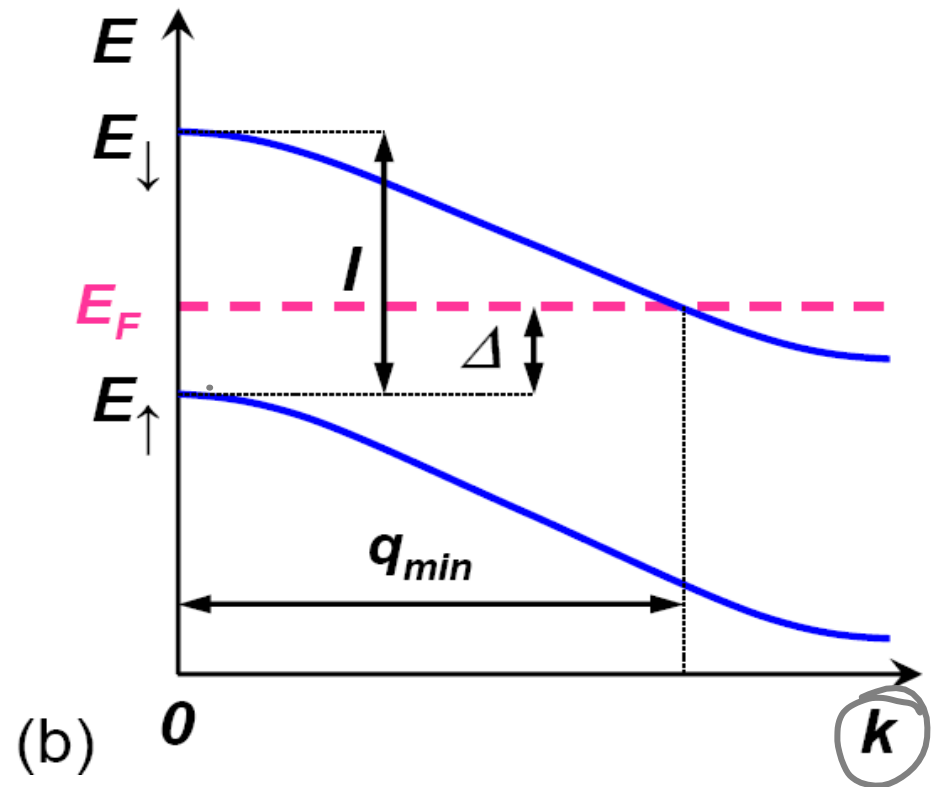
kleine  $|k|$ ;  $\Delta E(\text{Photon}) \cong \text{Spinwellenenergie}$



**Fig. 8.13.** Experimental dispersion relation for spin waves in nickel along the [111] direction [8.6]. The measurements were made at  $T = 295$  K. The dashed line shows a dependence of the quantum energy proportional to  $k^2$ . Deviations from this line are due firstly to the exchange interaction between more distant neighbors, and secondly to the onset of one-electron excitations. The latter cause a reduction in the lifetime of the spin waves, leading to a lifetime broadening of the spectra (*shaded region*)



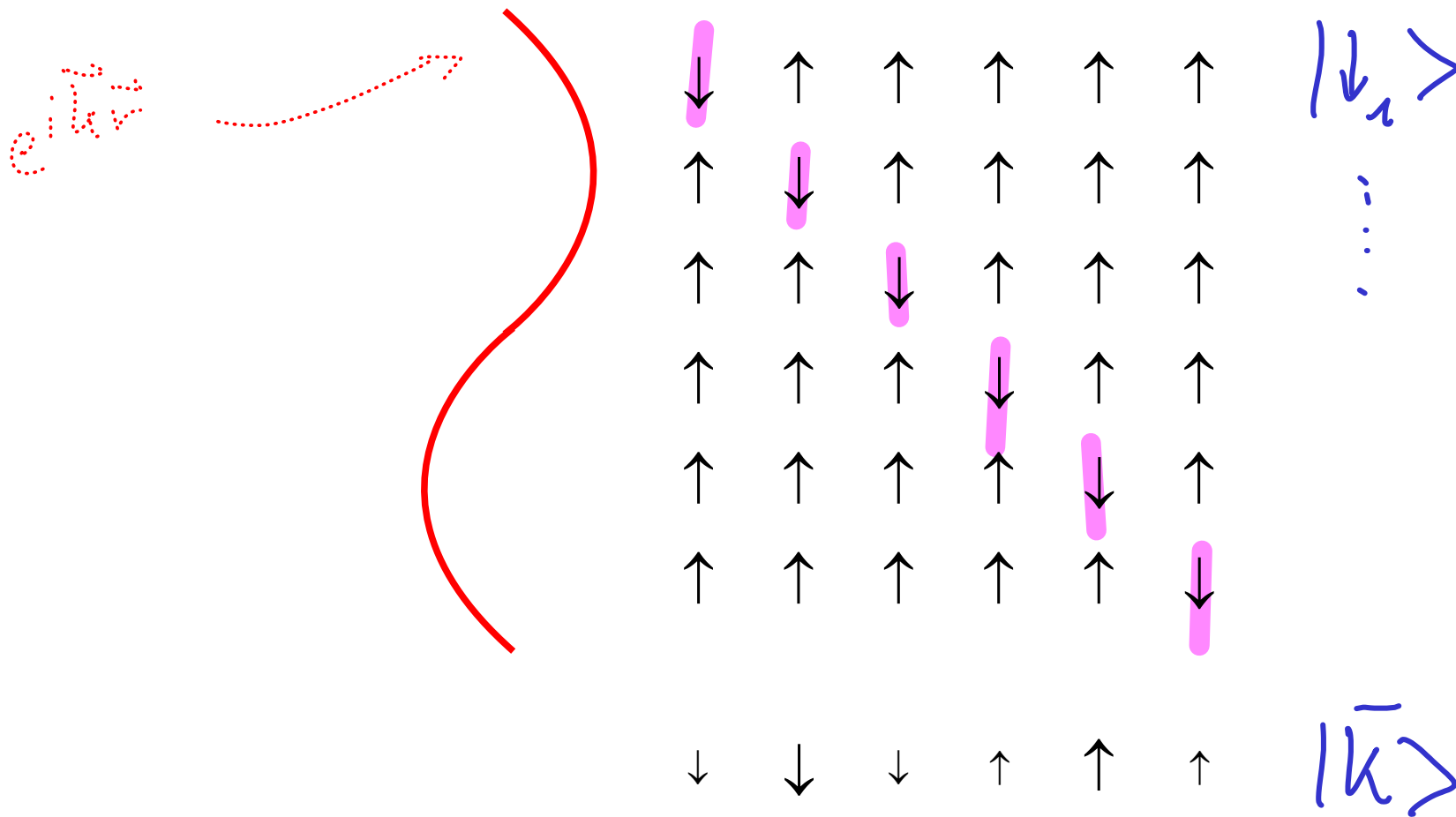
Dispersion von Spinwellen & Spektrum der Eielektronen-Spinaanregungen in einem Ferromagneten



Bandstruktur mit Austauschspaltung  $I$  und Stoner-Lücke  $\Delta$ : min. Energie für spin flip

$$\Delta_{Ni} \approx 100 \dots 500 \text{ meV}$$

# Spin reversal in the model of localised electrons: $\downarrow$



$$|\vec{k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r}_j) |\downarrow_j\rangle$$

# Einfluss der Magnonanregung auf $M(T)$

Kristall bestehe aus  $N$  Atomen (mit Spin  $S$ )

$n$  Magnonen seien angeregt (mit Spin 1)

Gesamtspin dadurch reduziert auf  $N \cdot S - n \cdot 1$

$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = \frac{n(T)}{NS}$$

$$\text{zu berechnen: } n(T) = \int d\omega D(\omega) \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

nutze  $\omega \sim k^2$  (bei  $T \rightarrow 0$ ) vgl. FEG!

$\Rightarrow \omega$  ist konstant auf Kugelflächen

Einen Kugelschalenvolumen  $4\pi k^2 dk$  entspricht

ein  $\omega$ -Intervall  $2\pi \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \sqrt{\omega} d\omega$

$$\Rightarrow D(\omega) = \frac{V}{4\pi^2} \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \sqrt{\omega}$$

$$\Rightarrow n = \frac{V}{4\pi^2} \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\sqrt{\omega}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{mit } \int\text{-Tafel} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow n = 0,0587 \frac{V}{a^3} \frac{1}{S} \left( \frac{k_B T}{2JS} \right)^{3/2}$$



$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = 0,0587 \frac{V}{Na^3} \frac{1}{s} \left( \frac{kT}{2J_s} \right)^{3/2}$$

$\frac{V}{a^3}$  = Zahl der Einheitszellen

$$\Rightarrow r \approx \frac{Na^3}{V} = \begin{cases} 1 & \text{s.c.} \\ 2 & \text{bcc} \\ 4 & \text{fcc} \end{cases} \quad \text{Atome pro Einheitszelle}$$

$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = \frac{0,0587}{r s} \left( \frac{kT}{2J_s} \right)^{3/2} \quad \text{Bloch'sches } T^{3/2}\text{-Gesetz}$$

Dimensionen	$D(\omega)$
3	$\sqrt{\omega}$
2	const.
1	$\frac{1}{\sqrt{\omega}}$

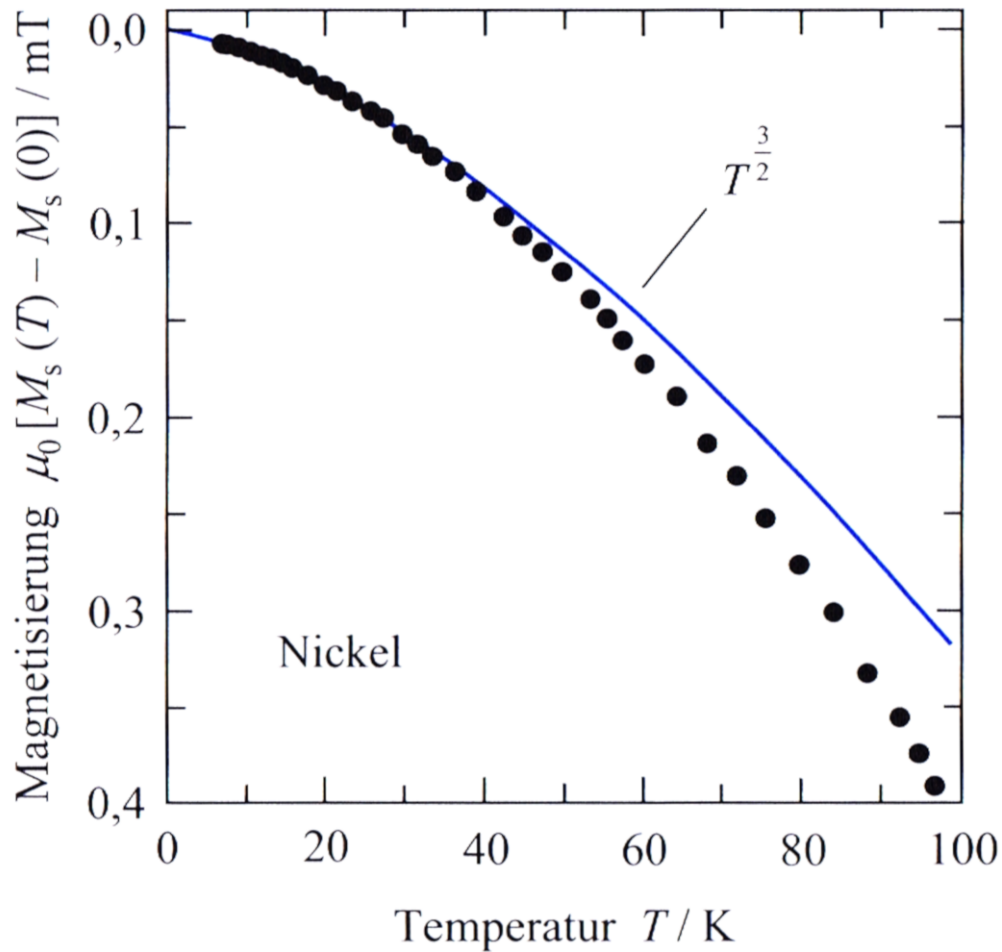
$\Rightarrow$  in 1 & 2d divergiert  $n \sim \int_0^{\infty} d\omega \frac{D(\omega)}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT}) - 1}$  !

## Mermin-Wagner-Theorem:

Im Heisenbergmodell FI bei  $T > 0$  nur in 3d

Aber: Anisotropie  $\rightarrow$  Lücke bei  $q=0$

$\rightarrow$   $\int$  bleibt endlich



Abweichung aufgrund  
der Näherung kleiner  
Wellenvektoren

aus Gross Marx

**Bild 12.14:** Spontane Magnetisierung von Nickel als Funktion der Temperatur. Bei tiefen Temperaturen folgt die Magnetisierung dem erwarteten  $T^{3/2}$ -Verlauf. (Nach B.E. Argyle et al., Phys. Rev. **132**, 2051 (1963)).